

УДК 621.315.592

## К АНАЛИЗУ ПОСТРОЕНИЯ ДАТЧИКА МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ НЕДИАГОНАЛЬНОГО МАГНИТОИМПЕДАНСА

А.Т. Морченко, Л.В. Панина

Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»  
119049, Москва, Ленинский проспект, 4  
dratm@mail.ru

**Аннотация:** Эффект магнитного импеданса, величина которого достигает 600%/Э, является весьма перспективным для создания высокочувствительных магнитных датчиков. Причем предпочтительным является использование недиагональной схемы возбуждения магнитоимпедансного элемента в силу линейности его сигнала по отношению к внешнему магнитному полю. В работе проводится анализ работы датчика магнитного поля на аморфном микропроводе, использующего недиагональную конфигурацию сенсорного элемента.

**Ключевые слова:** недиагональный магнитный импеданс, датчик магнитного поля, аморфный микропровод, импульсное возбуждение сенсорного элемента.

Важным направлением в магнитометрии является развитие некриогенных технологий миниатюрных систем с высокими чувствительностью и пространственным разрешением на основе эффекта магнитного импеданса (МИ) в тонких магнитных проводах и пленках [1]. Достижение чувствительности на уровне 0,1–1 нЭ в сочетании с микронными размерами, линейным и управляемым операционным режимом и высокой стабильностью открывает новые возможности создания технологичных и компактных систем контроля и мониторинга для биологии, токсикологии, дефектоскопии и других отраслей.

Магнитный импеданс обусловлен влиянием внешнего магнитного поля на распределение плотности переменного тока по сечению проводника. Поскольку эффективное сечение последнего определяется скин-слоем, толщина  $\delta$  которого зависит от магнитного состояния проводника, то его активное сопротивление будет также зависеть от эффективного значения магнитной проницаемости  $\mu_{ef}$ , которая в общем случае сама является функцией внешнего поля:

$$R = R_0(a/2\delta) = R(\mu_{ef}) = R(H_{ex}). \quad (1)$$

Здесь  $R_0$  – активное сопротивление проводника постоянному току или току низкой частоты,  $a$  – радиус провода. Наиболее сильно проявляется МИ эффект в ферромагнитных аморфных проводах со специфическими типами анизотропии – циркулярной или геликоидальной, которая связана с напряжениями, вызванными стеклянной оболочкой.

Схема наблюдения МИ эффекта с регистрацией сигнала по напряжению  $V_w$ , снимаемому на концах проводника, через который

протекает ток  $i(\omega)$ , приведена на рис. 1. Другой способ снятия сигнала – магнитоиндуктивный – связан с э.д.с.  $V_w$ , наводимой в регистрирующей катушке, охватывающей провод, колебания намагниченности  $M_s$ , отклоняющейся от стационарного распределения по окружности или по спирали под действием внешнего поля  $H_{ex}$  и переменного магнитного поля, вызванного током  $i(\omega)$  и направленного вдоль окружности провода (см. рис. 1). Таким образом, величина регистрируемого сигнала в обоих случаях зависит от приложенного внешнего поля, что служит основой использования МИ эффекта в магнитометрии.

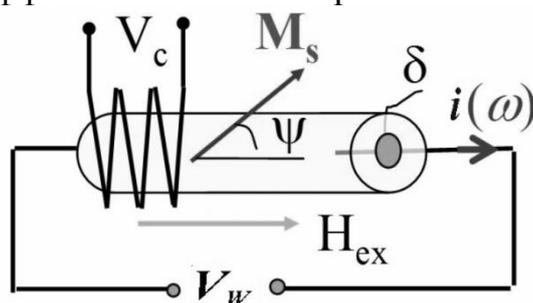


Рис. 1. Схема регистрации сигнала МИ в резистивной и индуктивной геометрии эксперимента.

Чем выше значение  $\mu_{ef}$ , тем сильнее должен проявляться МИ эффект. Поэтому в соотношения, связывающие величину снимаемого сигнала с внешними условиями и характеристиками материала [2], входят величины как эффективного значения магнитной проницаемости, так и толщины скин-слоя:

$$V_c = R_0(\pi na) \frac{a}{\delta_0} \left( (\sqrt{\mu_{ef}} - 1) \sin \psi \cos \psi \right) i, \quad (2)$$

$$V_w = R_0 \frac{a}{2\delta_0} \left( \sin^2 \psi + \sqrt{\mu_{ef}} \cos^2 \psi \right) i. \quad (3)$$

Здесь  $n$  – число витков на единицу длины детектирующей катушки,  $\psi$  – угол между вектором намагниченности и осью провода,  $\delta_0$  – толщина скин-слоя при  $\mu_{ef} = 1$ , определяемая выражением:

$$\delta_0 = c \left[ \rho / (2\pi\omega) \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где  $c$  – скорость света,  $\omega$  – круговая частота переменного тока,  $\rho$  – удельное электросопротивление материала ферромагнитного проводника.

При этом переменный сигнал возбуждения может представлять собой как гармонические колебания, так и гребенку импульсов одной полярности. Во втором случае за счет сглаживающих свойств системы появляется постоянная составляющая тока  $I_b$ , которая создает

стационарное подмагничивающее поле  $H_b$  в циркулярном направлении и способствует подавлению доменов в проводнике. Это в свою очередь снижает шумы и повышает чувствительность МИ сенсора. В нашем случае для возбуждения использовались импульсы с амплитудой 10 мА и длительностью около 60 нс, следующие с частотой повторения 8 МГц (меандр). Таким образом, скважность возбуждающего воздействия составляет две единицы.

Выбранный для эксперимента микропровод состоял из жилы магнитомягкого аморфного материала  $Co_{66,94}Fe_{3,83}Ni_{1,44}B_{11,51}Si_{14,59}Mo_{1,69}$  толщиной 19,2 мкм и оболочки кварцевого стекла с внешним диаметром 22,8 мкм. Аморфный материал проводника обладает крайне узкой петлей магнитного гистерезиса и имеет следующие характеристики: намагниченность насыщения  $M_s \sim 500$  Гс, эффективное поле циркулярной анизотропии, измеряемое при квазистатическом перемагничивании или в низкочастотном поле)  $H_K = 4-5$  Э, магнитная проницаемость, измеряемая на частоте 10 кГц в ненасыщенном образце (т.е. при намагничивании за счет процессов смещения доменных стенок), была на уровне 10000 ед. В высокочастотной области (и в отсутствие доменной структуры) проницаемость определяется процессами вращения намагниченности и зависит от параметров магнитной анизотропии материала с учетом вклада анизотропии формы образца (энергии размагничивающего поля).

В используемой нами геометрии эксперимента сигнал детектирующей катушки, охватывающей проводник, зависит от соотношения между тангенциальной и осевой составляющими намагниченности. С помощью выражений (2) и (3) можно оценить зависимость сигнала сенсора от приложенного внешнего магнитного поля в предположении однородного распределения намагниченности по окружности (при  $H_{ex} = 0$ ) или по спирали (при  $H_{ex} \neq 0$ ) в кольцевом внешнем слое провода. При этом можно не учитывать вклад магнитостатической энергии, поскольку составляющие намагниченности в аксиальном направлении, параллельные длинной оси образца, не создают внутри него размагничивающих полей, а тангенциальные компоненты образуют замкнутый контур и не образуют магнитных полюсов. Даже с учетом возможности существования кольцевых доменов в целом сохраняется непрерывность компоненты вектора намагниченности вдоль оси провода, и лишь наличие доменных стенок может сказаться на виде характеристики  $V(H)$ , уменьшении величины сигнала и чувствительности сенсора. Для предотвращения этого домены подавляют с помощью дополнительно циркулярного поля смещения, создаваемого постоянной составляющей осевого тока  $I_b$ .

При циркулярном типе анизотропии равновесную ориентацию вектора  $M_s$  как функцию зависимости его отклонения от аксиального направления  $\psi(H_{ex})$  в самом грубом приближении (в случае однородного распределения намагниченности по «работающей» части объема проводника и без учета действия высокочастотной составляющей тока, который, как предполагается, лишь вызывает небольшие возмущающие колебания вектора намагниченности) можно оценить из баланса действия двух факторов – циркулярной анизотропии, характеризуемой константой  $K$ , и результирующего магнитного поля  $H_{ex} + H_b$ , минимизируя суммарную энергию

$$E = K \cos^2 \psi - M_s (H_{ex} + H_b) =$$

$$= K \cos^2 \psi - M_s H_{ex} (\cos \psi \cos \psi_H + \sin \psi \sin \psi_H) - M_s H_b \sin \psi , \quad (5)$$

где  $\psi_H$  – угол, характеризующий ориентацию внешнего магнитного поля относительно оси проводника.

Приравнявая первую производную энергии по углу  $\psi$  к нулю, получим уравнение связи между напряженностью внешнего поля и углом отклонения вектора намагниченности от оси провода:

$$(H_K / H_{ex}) \sin \psi \cos \psi - \sin(\psi - \psi_H) + (H_b / H_{ex}) \cos \psi = 0 , \quad (6)$$

где  $H_K \equiv 2K / M_s$  представляет собой эффективное значение поля циркулярной магнитной анизотропии, наведенной механическими напряжениями в микропроводе.

Если внешнее поле направлено вдоль оси провода ( $\psi_H = 0$ ), в отсутствие поля смещения решением уравнения (6) будет:

$$\psi = \begin{cases} \arccos(H_{ex} / H_K), & H_{ex} < H_K; \\ 0, & H_{ex} > H_K. \end{cases} \quad (7)$$

В более общем случае учет подмагничивания ( $H_b \neq 0$ ) приводит к тригонометрическому уравнению, определяющему зависимость равновесного угла от напряженности внешнего магнитного поля в неявной форме:

$$(H_K \sin \psi + H_b) = H_{ex} \operatorname{tg} \psi . \quad (8)$$

При  $H_{ex} = 0, \psi = 90^\circ$ , при  $H_{ex} \gg H_K + H_b$  вектор намагниченности приближается к направлению оси микропровода ( $\psi = 0$ ) с асимптотикой, определяемой выражением (8). При  $H_{ex} = H_K \sqrt{2} / 2 + H_b$  вектор намагниченности составляет с осью угол  $45^\circ$ . Численное решение уравнения (8) при материальных параметрах, определяемых условиями эксперимента, позволяют найти угол отклонения вектора намагниченности от оси проводника  $\psi$  и его проекцию на эту ось  $M_z$  как функцию напряженности внешнего магнитного поля.

При использовании импульсного возбуждения положительными полупериодами синусоидального сигнала или прямоугольными импульсами амплитудой  $i = 10 \text{ мА}$  появляется составляющая, эквивалентная току смещения  $I_b$  с эффективным значением  $i_{ef}$  на уровне от  $i(\sqrt{2}/2)/2$  до  $i/2$ . Для толщины микропровода, применяемого в эксперименте, напряженность циркулярного поля смещения на его поверхности в Гауссовой системе можно оценить как  $H_b = i_{ef} / cr$ , или  $H_b = 0,1i_{ef} / r$ , если радиус провода берется в  $\text{см}$ , а ток в  $\text{А}$ . Таким образом,  $i_{ef} = (3,7...5) \text{ мА}$ , и наиболее реалистичная оценка подмагничивающего поля составляет  $H_b \sim 0,4-0,5 \text{ Э}$ . При этом эффективное поле циркулярной анизотропии для материалов такого типа можно оценить, исходя из экспериментального графика  $V_c$  при гармоническом возбуждении, по моменту исчезновения сигнала за вычетом шума или воспользовавшись результатами работы [3], посвященной исследованию материалов данного типа.

На рис. 2 приведены расчетные зависимости  $\psi$  и  $M_z$  от нормированного значения внешнего магнитного поля при  $H_b = 0,5 \text{ Э}$  и выборе значения  $H_K = 4 \text{ Э}$ , которое обеспечивает разумную подгонку к экспериментальной кривой и согласуется с данными работы [4].

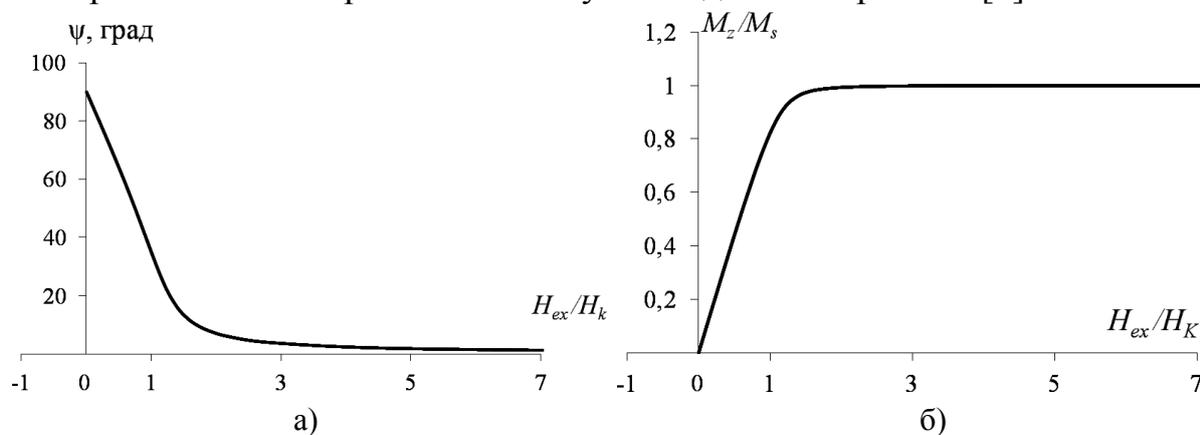


Рис. 2. Расчетные зависимости  $\psi(H_{ex})$  и  $M_s(H_{ex})$  при  $H_b = 0,5 \text{ Э}$ ,  $H_K = 4 \text{ Э}$ .

Эффективное значение магнитной проницаемости как величину, зависящую от частоты возбуждения, можно найти с помощью соотношений, выведенных в работе [2]:

$$\mu_{ef} = 1 + 4\pi\chi \approx 4\pi\chi, \quad (9)$$

где кажущееся значение восприимчивости определяется выражением:

$$\chi = \frac{\omega_M(\omega_2 - j\tau\omega) + 4\pi\omega_M^2}{(\omega_1 - j\tau\omega)(\omega_2 + 4\pi\omega_M - j\tau\omega) - \omega^2}, \quad (10)$$

в котором

$$\begin{cases} \omega_1 = \gamma[H_{ex} \cos \psi + H_b \sin \psi + H_K \cos 2\psi], \\ \omega_2 = \gamma[H_{ex} \cos \psi + H_b \sin \psi + H_K \cos^2 \psi], \\ H_K = 2K / M_s, \omega_M = \gamma M_s, j = \sqrt{-1}, \end{cases} \quad (11)$$

а гиромагнитное отношение  $\gamma$  и параметр релаксации  $\tau$  принимаются соответственно равными  $1,76 \cdot 10^{-7} \text{ c}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$  и 0,2.

Полученное выше численное решение уравнения (8) с учетом параметров сенсорного элемента позволяет построить зависимость параметров  $\psi, \omega_1, \omega_2$ , от  $H_{ex}$  и затем упростить выражение (10), отбрасывая члены высоких порядков малости:

$$\chi = \omega_M / (\omega_1 - j\tau\omega) = (\omega_M \omega_1 + j\tau\omega_M \omega) / (\omega_1^2 + \tau^2 \omega^2). \quad (12)$$

Поскольку  $\tau^2 \omega^2 \sim 1 \cdot 10^{14} \text{ Гц}^2$ , а  $\omega_1^2$  в диапазоне полей  $H_{ex} = 0 \dots 8H_K$  меняется от  $10^{15} \text{ Гц}^2$  до  $25 \cdot 10^{16} \text{ Гц}^2$ , то вторым членом в знаменателе можно пренебречь; поэтому

$$\begin{aligned} \chi &= (\omega_M \omega_1 + j\tau\omega_M \omega) / \omega_1^2 = \omega_M / \omega_1 + j\tau\omega_M \omega / \omega_1^2, \\ \mu_{ef} &= 1 + 4\pi\chi = 1 + 4\pi\omega_M / \omega_1 + 4\pi j\tau\omega_M \omega / \omega_1^2. \end{aligned} \quad (13)$$

Результаты расчетов эффективного значения магнитной проницаемости по формуле (13) и сигнала датчика по формулам (2-3) приведены на рис. 3 и 4.

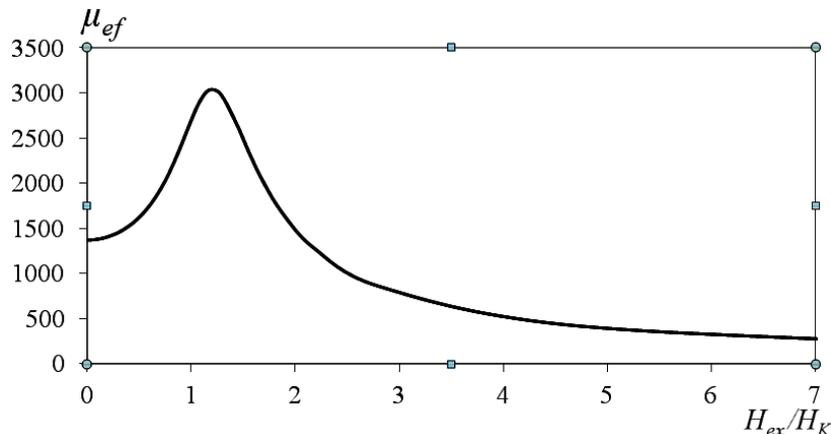


Рис. 3. Зависимость эффективного значения высокочастотной магнитной проницаемости от внешнего магнитного поля.

Датчик в магнитоиндуктивном исполнении обладает практически линейной характеристикой выходного сигнала при напряженности внешнего поля, не превышающей значение поля анизотропии, и обеспечивает более высокие значения сигнала, чем резистивная схема регистрации. При этом из-за роста в этом диапазоне полей величины проницаемости  $\mu_{ef}(H_{ex})$  максимум сигнала датчика смещается в сторону больших значений напряженности внешнего поля и меньших углов между вектором намагниченности и осью провода ( $\psi < 45^\circ$ ) по сравнению с

возбуждением гармоническим сигналом (без автосмещения). В данном случае согласно (8) максимум сигнала достигается при  $H_{ex} = 0,82H_K + 1,43H_b$ ,  $\psi = 35^\circ$ . Использование значения гиромагнитного отношения  $\gamma = 2 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1} \text{ Э}^{-1}$ , приводимого в литературе для материалов подобного рода, лишь незначительно увеличивает расчетную величину сигнала. Поскольку оценка частоты ферромагнитного резонанса в материале дает значение  $f_{res} \sim \gamma(4\pi M_s H_K)^{1/2} \sim 450 \text{ МГц}$ , значительно превышающее границы области используемых нами рабочих частот датчика, то МИ эффект не может быть связан с этим резонансом.

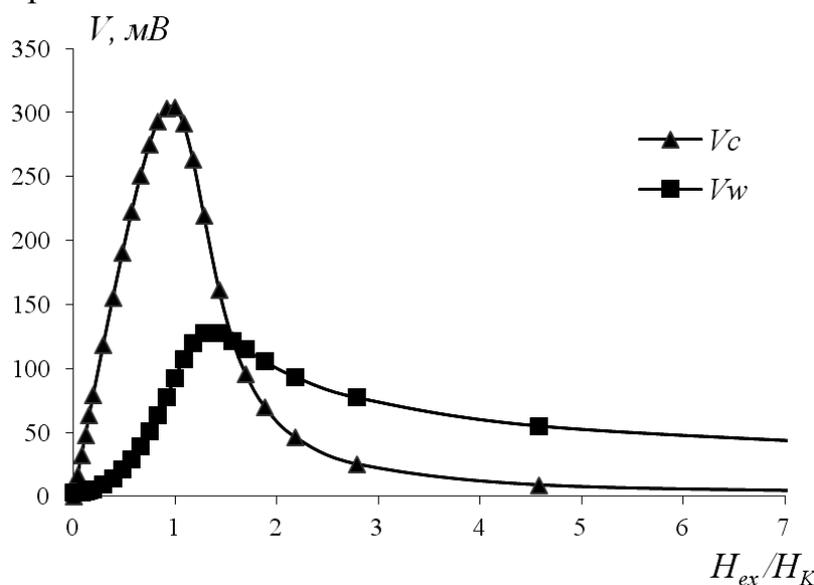


Рис. 4. Зависимость эффективного значения высокочастотной магнитной проницаемости от внешнего магнитного поля.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 13-08-01319.

### Библиографический список:

1. **Mohri, K.** Amorphous wire and CMOS IC based magneto-impedance sensors – Origin, topics, and future / K. Mohri, Y. Honkura // *Sensor Letters*. – 2007. – V. 5. – No. 2. – P. 267-270.
2. **Makhnovskiy, D.P.** Field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with two types of magnetic anisotropy: Helical and circumferential / D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps // *Physical Review B*. – 2001. – V. 63. – I. 14. – P. 144424-1-144424-17.
3. **Zhukov, A.** GMI effect in Co-rich glass coated microwires for sensor applications / A. Zhukov, K. García, M. Kuzminski, V. Zhukova, H. Lachowicz, J. Gonzalez, M. Vazquez // *Sensors & Transducers Magazine*. – 2004. – V. 41. – I. 3. – P. 174-180.
4. **Zhukova, V.** Optimization of giant magneto-impedance in Co-rich amorphous microwires / V. Zhukova, A. Chizhik, A. Zhukov, A. Torcunov, V. Larin, J. Gonzalez // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 2002. – V. 38. – I. 5. – P. 3090-3092.